

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЖИМА РЕЛЯТИВИСТСКОГО САМОЗАХВАТА ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ДЛЯ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ РАДИОТЕРАПИИ

© 2022 г. М. Г. Лобок^{а, *}, В. Ю. Быченков^б

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^б Центр фундаментальных и прикладных исследований,

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

*e-mail: mglobok@me.com

Поступила в редакцию 31.03.2022 г.

После доработки 21.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Проведено сквозное трехмерное численное “частица-в-ячейке—Монте-Карло” моделирование новой схемы реализации электронной радиотерапии на основе ускорения электронов мощным фемтосекундным лазерным импульсом, распространяющимся в плазме субкритической плотности в режиме релятивистского самозахвата (V. Yu. Burchenkov *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 124004). На основе проведенного моделирования распределения вложенной дозы электронными сгустками, ускоряемыми в таком режиме высокой эффективности, показано, что лазерная установка уровня ≥ 100 ТВт способна обеспечить терапию глубоко расположенных образований в мягких биотканях с рядом преимуществ по сравнению с традиционными лучевыми методами.

Ключевые слова: лазерное ускорение, самозахват, моделирование методом частиц в ячейках, радиотерапия, GEANT4, PIC, VHEE

DOI: 10.31857/S0367292122100213

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования ускорения электронов с помощью релятивистски-интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов продолжают уже более 20 лет в связи перспективной различных применений. Среди них важное место занимают исследования по применению лазерно-ускоренных электронов для радиационной терапии. Хотя такие исследования и были начаты почти 20 лет назад, только сейчас, благодаря развитию лазерных и лазерно-плазменных технологий, обеспечивающих достаточную стабильность параметров генерируемых сгустков электронов, появляются серьезные основания для внедрения лазерной радиотерапии. При этом механизм получения электронов с терапевтическими энергиями связывается с современными реализациями давно предложенного кильватерного метода ускорения частиц [1].

Естественно, что первые шаги были сделаны для обоснования потенциальной возможности новой терапии с помощью низкоэнергетичных (1–2 десятка МэВ) лазерно-ускоренных электронов [2, 3], хотя электроны таких энергий давно используются на практическом уровне для интраоперационной электронно-лучевой терапии.

Это, конечно, сдерживало предложенный лазерный подход с низкоэнергетичными электронами. Ситуация качественно меняется применительно к использованию электронов с энергией 60–250 МэВ, так называемых “электронов очень высоких энергий” – VHEE в англоязычной аббревиатуре (very high-energy electrons), способных глубоко проникать в мягкие биоткани. На это было обращено внимание в работе [4], где на основе Монте-Карло моделирования распределения дозы в водяном фантоме от экспериментально получаемого 170 МэВ электронного пучка прогнозировалась возможность создания источника для терапии глубокого проникновения.

В последнее время исследования по терапевтическому применению лазерно-плазменного кильватерного ускорения электронов быстро расширяются, со все возрастающим потоком публикаций [5–9], чему в немалой степени способствует повышенный интерес к так называемой FLASH-радиотерапии (ультрабыстрое вложение дозы) на основе традиционных источников лучевого облучения, например, электронным пучком линейного ускорителя [10]. Начиная с исследований 1960-х гг. [11], уже накоплена масса данных, свидетельствующих о преимуществах быстрого

вложения дозы для уменьшения поражения здоровых тканей. Если для традиционных источников достигаемый темп вложения дозы не превышает 10^8 Гр/с, то для лазерного источника он может составлять 10^{12} – 10^{14} Гр/с с очевидной необходимостью целенаправленного исследования дополнительных преимуществ от такой экстремально короткой длительности электронного импульса.

Кильватерное ускорение – это многообещающий подход к ускорению электронов до высоких энергий на лабораторном масштабе для создания компактных радиационно-ядерных источников. Именно на его основе обсуждается лазерный источник ВНЕЕ для электронной радиотерапии. Для этого, с одной стороны, требуется, чтобы лазерный импульс каналированно проходил много рэлеевских длин, чтобы обеспечить большую длину ускорения и, следовательно, необходимые для глубокой радиотерапии энергии от нескольких десятков до нескольких сотен МэВ, а с другой, мог распространяться в достаточно плотной плазме, которая позволяла бы получать максимально возможный заряд ускоренного сгустка электронов. До сих пор экспериментально регистрируемые типичные заряды электронных сгустков с энергией $E = 100$ – 250 МэВ оказываются значительно ниже 1 нКл, что в практическом плане сдерживает продвижение лазерно-электронной радиотерапии с точки зрения необходимости обеспечить доставку в мишень терапевтической дозы без затягивания времени процедуры. Для получения электронных пучков с энергией ≥ 100 МэВ требуются лазеры мульти-Дж энергии, которые не обладают достаточно высокой частотой следования импульсов, типично ограниченной величиной ~ 1 Гц. Соответственно, получение электронных сгустков с зарядом нКл уровня весьма востребовано для лазерно-электронной радиотерапии.

Недавно, такой источник электронов был предложен в наших работах [12–14] с использованием кильватерного ускорения электронов лазерным импульсом, распространяющимся в режиме релятивистского самозахвата в плазме субкритической плотности электронов, при котором ускорительная структура выглядит как распространяющаяся почти со скоростью света каверна электронной плотности, заполненная лазерным полем – лазерная пуля. Лазерная пуля устойчиво проходит расстояние порядка десяти рэлеевских длин даже в рассматриваемой достаточно плотной плазме, пока из-за потерь не происходит полное истощение лазерного импульса. В режиме релятивистского самозахвата дифракционная расходимость сбалансирована релятивистской нелинейностью плазмы, таким образом, что самофокусировки на ось не происходит и самосо-

гласованно устанавливающийся радиус каверны остается практически неизменным в течение всего времени распространения импульса, вплоть до его истощения. При этом, длина лазерного импульса заметно превышает как плазменную длину волны, так и его ширину. Такой режим распространения, по существу, аналогичен выявленному почти 60 лет назад самозахвату слабых лазерных импульсов с кубической нелинейностью [15–17] и именно поэтому был назван релятивистским самозахватом [12, 13].

В настоящей работе проведено сквозное трехмерное численное “частица-в-ячейке–Монте-Карло” моделирование распределения дозы от лазерно-ускоренных электронов в новой схеме реализации радиотерапии на основе ускорения частиц мощным фемтосекундным лазерным импульсом, распространяющимся в режиме релятивистского самозахвата [12–14]. Работа не претендует на исчерпывающее дозиметрическое исследование радиационной методики облучения локализованной области в мягких тканях и без использования специальных средств управления электронным пучком ставит своей главной целью доказательство того, что предлагаемый режим лазерного ускорения электронов может быть эффективным способом радиотерапии будущего с помощью сравнительно небольших лазерных установок, уже доступных на коммерческом рынке.

2. СХЕМА ЛАЗЕРНО-ЭЛЕКТРОННОЙ РАДИОТЕРАПИИ

Поскольку главной целью работы ставится исследование возможности реализации метода электронного облучения в радиотерапии с помощью имеющихся лазеров, мы рассматриваем фемтосекундные лазерные импульсы на уровне мощности $P \sim 100$ ТВт, а именно, два примера $P \approx 34$ ТВт и $P \approx 135$ ТВт. В обоих случаях FWHM-длительность лазерного импульса составляла 30 фс, а FWHM-размер фокального пятна равнялся $2R_L \approx 4\lambda$ (λ – длина волны лазерного излучения). Ниже для определенности принято $\lambda = 1$ мкм. Соответственно, стандартная безразмерная амплитуда, a_0 , рассматриваемых лазерных импульсов составляет $a_0 \approx 12$ ($P \approx 34$ ТВт), $a_0 \approx 24$ ($P \approx 135$ ТВт).

Проведенное в последние годы трехмерное численное PIC (“частица-в-ячейке”) моделирование показало, что устойчивое распространение в однородной плазме релятивистски интенсивного лазерного импульса, т. е. импульса с безразмерной амплитудой поля $a_0 \gg 1$, на расстояние, много большее рэлеевской длины, требует определенного согласования поперечного размера распространяющейся каверны, с плотностью



Рис. 1. Иллюстративная дизайн-схема, отвечающая проведенному моделированию PIC-GEANT4.

плазмы и интенсивностью лазерного импульса [12]. Именно, только при таком условии релятивистского самозахвата лазерного света, обоснованном теорией [13, 18, 19], оказывается возможным эффективное ускорение электронов, самоинжектирующихся в плазменную каверну, на длине истощения лазерного импульса, L_d , определяемой потерями энергии импульса на “распикивание” электронов среды его фронтальной частью, $L_d \approx a_0(c\tau)n_c/8n_e$, где τ – длительность лазерного импульса, n_e – электронная плотность среды, n_c – критическая электронная плотность. Отвечающее режиму самозахвата лазерно-плазменное согласование записывается в виде условия $R \approx 2(c/\omega)\sqrt{a_0(n_c/n_e)}$, где ω – частота лазера, ω_p – электронная плазменная частота плазмы, R – самосогласованный радиус каверны. Таким образом, только определенный радиус каверны для заданных интенсивности и плотности плазмы отвечает стабильному распространению импульса, причем он “автоматически” устанавливается, если радиус лазерного фокального пятна, R_L , подбирается близким к размеру R , отвечающему условию самосогласования в силу эффекта аттрактора нелинейно-оптической динамической системы к структуре солитонного типа – лазерной пули. При этом, условие релятивистского самозахвата, благодаря устойчивому распространению лазерного импульса вплоть до полного истощения лазерного импульса, обеспечивает генерацию ультрарелятивистских электронов с максимальным полным зарядом. Следует отметить, что режим релятивистского самозахвата реализуется при фокусировке мощного лазерного импульса и на мишень с околокритической плотностью, естественно имеющую неоднородный профиль на границе с вакуумом при правильном выборе положения фокуса лазерного света и размера пятна фокусировки на профиле плотности, причем без ухудшения характеристик лазерно-ускоренных электронов [14]. По этой причине, здесь мы, как и в работах [12, 13], ограничиваемся рассмотрением однородной среды.

Мы описываем ускорение электронов в режиме лазерной пули с помощью трехмерного PIC-моделирования высокопроизводительным релятивистским электромагнитным кодом VSim.

Линейно поляризованный лазерный импульс распространяется сквозь плазму с электронной плотностью $0.05n_c$ (для $a_0 \approx 12$) или $0.1n_c$ (для $a_0 \approx 24$), что соответствует режиму самозахвата. Моделирование проводилось с использованием метода движущегося окна с шагом пространственной сетки $0.02\lambda \times 0.1\lambda \times 0.1\lambda$ в окне моделирования $X \times Y \times Z = 58\lambda \times 44\lambda \times 44\lambda$. Результаты PIC-моделирования, устанавливающие пространственно-импульсные характеристики электронов ускоренного сгустка, передавались для Монте-Карло моделирования (с помощью кода GEANT4) его распространения в терапевтической мишени, в качестве которой использовалась среда из библиотеки GEANT4, описывающая мягкие ткани (модельный фантом из биоткани). Иллюстративная дизайн-схема, отвечающая проведенному моделированию PIC-GEANT4 представлена на рис. 1. Здесь мы не применяем специальные способы коллимации/фокусировки электронного пучка перед его входом в фантом, а используем модельный пинхол на выходе из лазерной мишени, отсекающий электроны вне 7° -угла раствора конуса (см. рис. 1) и электроны с энергией меньшей 60 МэВ, не представляющие интерес для радиотерапии. Фантом имеет форму шара с диаметром 10 см для случая $a_0 \approx 12$ и 25 см $a_0 \approx 24$. При использовании его облучения с разных сторон (для определенности, в одной плоскости), это позволяет максимизировать поглощенную дозу в объеме $\sim 1 \text{ см}^3$ при расположении фантома на расстоянии 4 см.

3. ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК

Проведенное трехмерное PIC-моделирование в условиях согласования размера фокального пятна падающего на плазму лазерного импульса с мощностью лазера и электронной плотностью среды [12, 13], т.е. в режиме релятивистского самозахвата лазерного света, показывает эффективную генерацию высокоэнергетичных электронов, которые попадают в ускоряющую каверну в ее задней части. Реализация такого режима релятивистского самозахвата в плазме с достаточно высокой плотностью обеспечивает максимально возможный заряд электронного сгустка с терапевтическими энергиями и максимально воз-

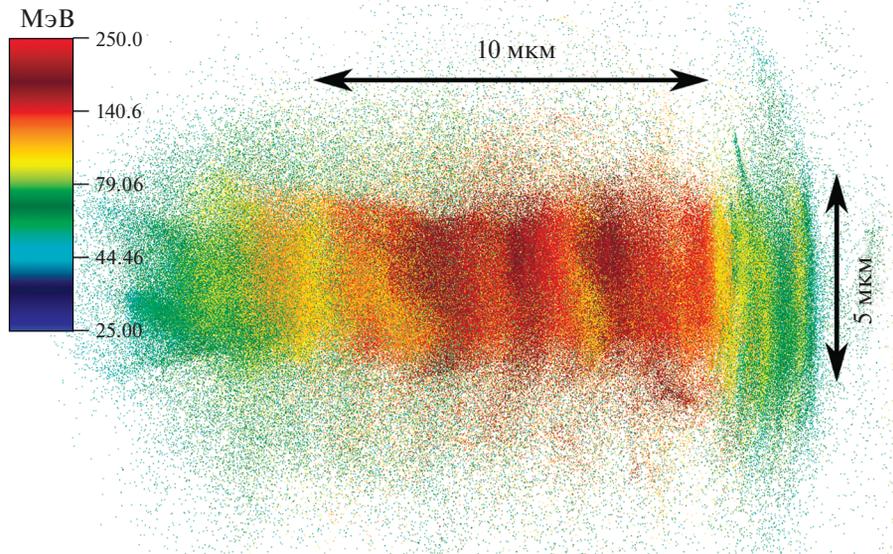


Рис. 2. Вид лазерно-ускоренного электронного пучка, вылетающего вдоль направления распространения импульса, с направления поляризации лазерного пучка. Взято из PIC-моделирования для $a_0 = 24$. Цветом иллюстрируется энергетическое распределение частиц (шкала в МэВ).

можно конверсию энергии лазерного импульса в энергию этих электронов. Ускорение электронов происходит сильным электростатическим полем каверны, причем их инжекция в ускоряющую фазу этого поля осуществляется сильным лазерным полем, фактически мгновенно, на фс-масштабе времени, в силу огромного темпа их начального разгона лазерным полем ультрарелятивистской интенсивности, $a_0 \gg 1$ [20].

Проходя ускоряясь длину, порядка длины источника лазерного импульса, ≈ 250 мкм (для $a_0 = 24$) и ≈ 130 мкм (для $a_0 = 12$) электронный сгусток покидает мишень, имея длину порядка длины лазерной пули, $\tau \approx 10$ мкм и поперечный размер порядка размера пятна ускоряющей каверны, $R \approx 5\lambda \geq R_L$. Высокоэнергетичные электроны достаточно хорошо коллимированы и характеризуются эмиттансом ~ 100 мрад \cdot мкм. Пространственное распределение вылетающего (в направлении распространения импульса) электронного пучка с демонстрацией его энергетического распределения иллюстрируется на рис. 2, а спектры лазерно-ускоренных электронов представлены на рис. 3. Последним свойственным характерное платообразное распределение с достаточно резкой отсечкой по энергии, ~ 200 МэВ (для $a_0 = 24$) и ~ 100 МэВ (для $a_0 = 12$). Использование пинхола (рис. 1) для лазерно-ускоренного электронного пучка позволяет избавиться от массы низкоэнергетичных электронов, которые распространяются преимущественно под большими уг-

лами относительно оси. На рис. 4 представлены спектры электронов с пониженной после пинхола расходимостью, которые направляются в “терапевтическую” мишень. Как и следовало ожидать из сравнения с рис. 3, видны потери электронного заряда для частиц с энергией ≥ 60 МэВ. Для $a_0 = 12$ заряд уменьшается в 2.5 раза, до 0.53 нКл, а для $a_0 = 24$ в 2.8 раза, до 1.7 нКл. Для самых высокоэнергетичных частиц, ≥ 120 МэВ ($a_0 = 24$), их полный заряд уменьшается в 3.5 раза, до 1.3 нКл. Тем не менее оставшийся заряд оказывается на достаточно высоком, нКл-уровне, и такое уменьшение не является критичным для лазерного метода. Полный заряд рассматриваемых электронных пучков существенно превышает найденный в работах [7, 8], что сводит к минимуму количество необходимых лазерных выстрелов для достижения медицинской дозы, обеспечивая реальный шанс на внедрение лазерно-электронной радиотерапии.

4. ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Лазерно-генерируемый электронный пучок из PIC-расчетов использовался в GEANT4-моделировании для облучения “терапевтической” мишени (рис. 1), что стандартно должно проводиться с нескольких сторон для уменьшения радиационной нагрузки здоровых тканей и однородного покрытия всей пораженной области. Прежде всего мы изучили распространение отдельного высокоэнергетичного электронного сгустка (VHEE)

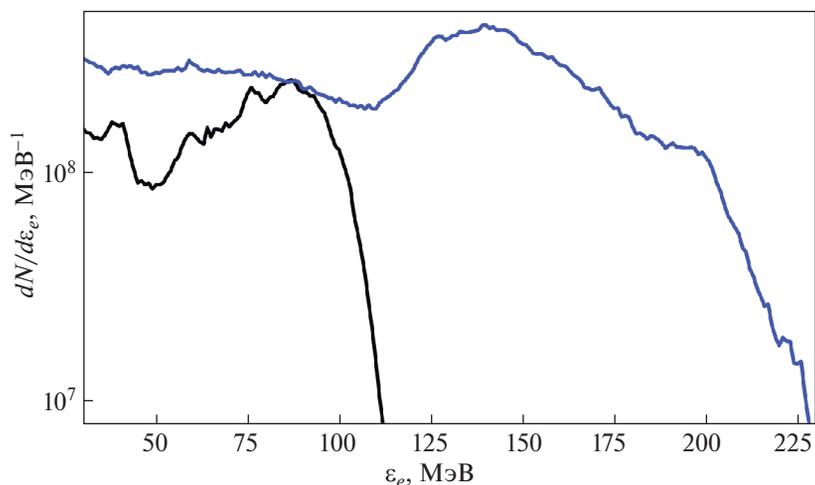


Рис. 3. Спектры ускоренных электронов (PIC-моделирование), вылетающих из лазерной мишени для $a_0 = 12$ (черная кривая) и $a_0 = 24$ (синяя кривая).

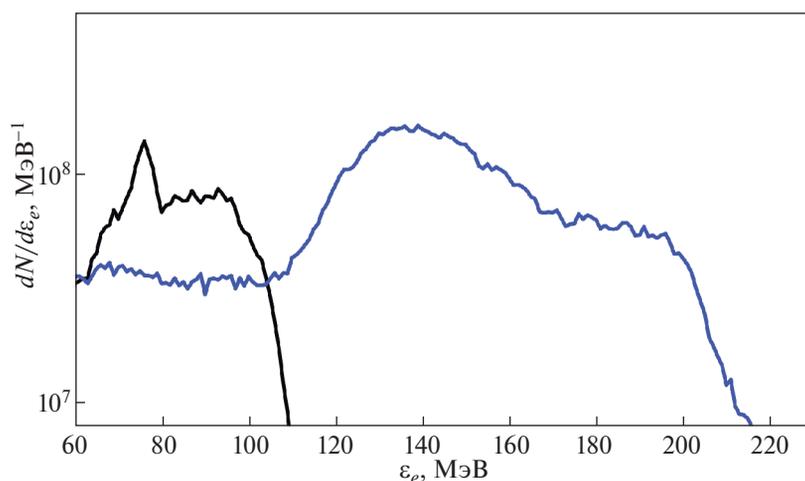


Рис. 4. Спектры электронов, прошедших через модельный пинхол $a_0 = 12$ (черная кривая) и $a_0 = 24$ (синяя кривая).

в модельном фантоме из биоткани. На рис. 5 изображено нормированное интегральное распределение поглощенной дозы по глубине вдоль направления распространения электронного пучка для рассматриваемых случаев $a_0 = 24$ и $a_0 = 12$. В качественном плане оно подобно хорошо изученному распределению процентной глубинной поглощенной дозы для облучающего биоткань моноэнергетического пучка от ускорителя (см., например, [21]). Согласно рис. 5, лазер мощностью 135 ТВт может быть применен для терапии глубокорасположенных опухолей, на глубине 15–20 см, и менее заглубленных новообразований, которые могли бы облучаться с помощью 34 ТВт-лазера.

Картина многостороннего облучения целевой области, размером порядка 10 мм, иллюстрируется рис. 6. При этом, использовано 16 выстрелов лазера, доставляющих дозу в центр фантома с помощью одинаковых электронных пучков, направляемых с равномерным шагом по углу в одной плоскости в широком конусном растворе, $\approx 160^\circ$. В зависимости от мощности лазера и глубины залегания целевой области доставляемая в нее доза составляла от 3 до 25 Гр. Это означает, что для серии в несколько выстрелов, например, ~ 10 за сеанс, число сеансов облучения для получения полной характерной медицинской дозы может составить число, меньшее, чем для традиционной лучевой терапии. Например, при

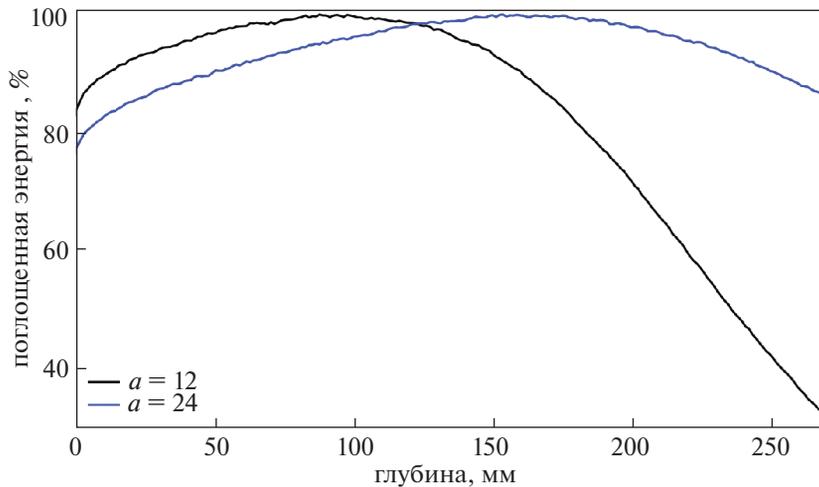


Рис. 5. Процентная глубинная поглощенная доза в модельном фантоме из биоткани для $a_0 \approx 12$ и $a_0 \approx 24$.

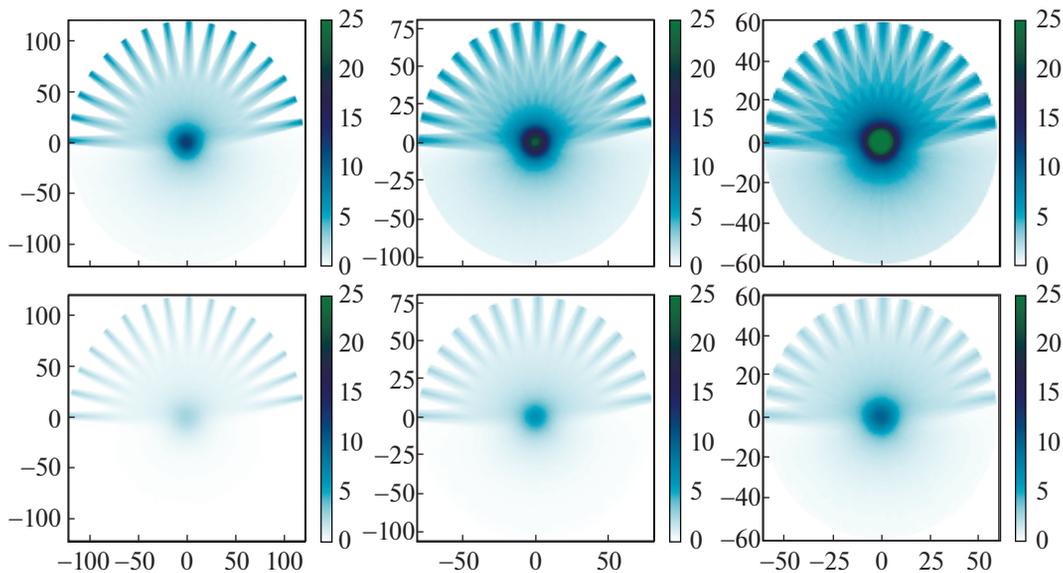


Рис. 6. Распределение поглощенной дозы в модельном фантоме из биоткани при облучении с 16 сторон (шкала в Гр). Верхний ряд относится к 135 ТВт-ному облучающему импульсу, нижний – к 34 ТВт-ному. Облучаемая область находится на глубине 120, 80 и 60 мм (слева-направо). Представленные размеры даны в мм.

12 многосторонних выстрелах за сеанс для достижения медицинской дозы 50 Гр потребуются 10 сеансов облучения целевой области на глубине 120 мм с использованием 135 ТВт лазера ($a = 24$) и 12 сеансов облучения целевой области на глубине 60 мм для 34 ТВт лазера ($a = 12$).

Отметим, что для приведенных примеров, согласно рис. 6, на поверхности “терапевтической” мишени поглощенная доза оказывается меньше или по крайней мере не превышает известный предельный безопасный уровень, ~ 8 Гр, который

для режима FLASH оказывается даже существенно выше [10]. Для детализации продольно-поперечного профиля поглощенной дозы на рис. 7а дается увеличенное изображение распределения поглощенной дозы в области шириной 24 мм, прилегающей к оси одного из пучков со спектром из рис. 4 ($a_0 \approx 24$), в сравнении со случаем облучения коллимированными пучками моноэнергетических электронов с энергией 120 МэВ (средняя энергия плато в энергетическом распределении лазерно-ускоренных электронов),

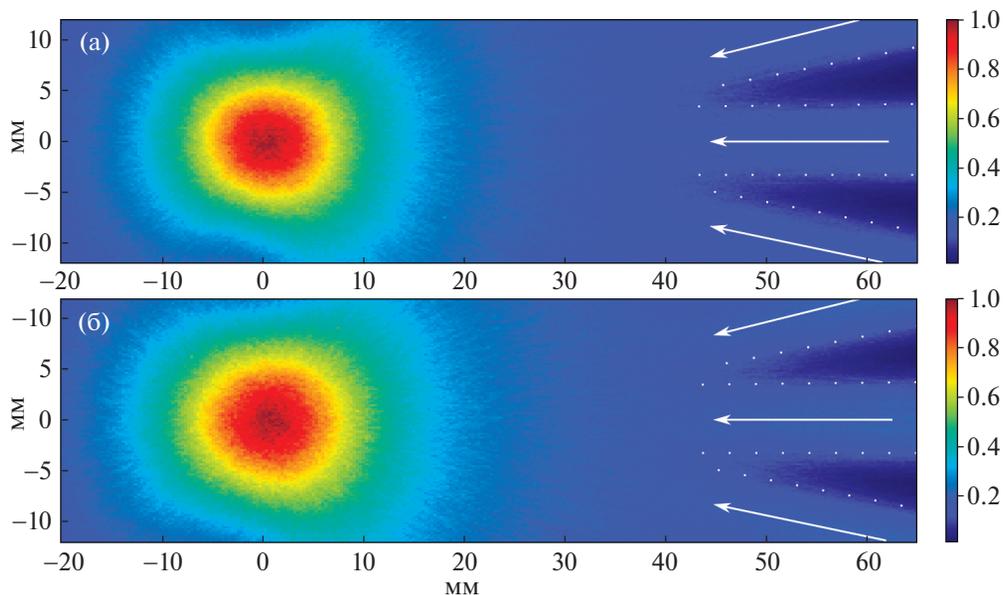


Рис. 7. Изображение распределения поглощенной дозы в фантоме в области вдоль одного из пучков (шкала в Гр) в случаях: коллимированных лазерно-ускоренных электронных пучков ($a_0 \approx 24$) (а) и аналогичного облучения коллимированными монохроматическими электронными пучками с энергией 120 МэВ (б). В обоих случаях целевая область находится на глубине 120 мм от границы облучаемой мишени. Стрелками отмечены направление выделенного пучка и двух соседних (всего 16 пучков), а точки маркируют границы пучков.

иллюстрируемым рис. 7б. Соответственно, слаборасходящиеся пучки лазерно-ускоренных электронов искусственно преобразованы в коллимированные, что предполагает включение в рассматриваемый дизайн (рис. 1) фокусирующей системы f/∞ . Полный заряд монохроматического пучка выбран равным полному заряду лазерно-ускоренных частиц. Согласно рис. 7 немонохроматический спектр электронов не приводит к значительному изменению пространственного распределения поглощенной дозы по сравнению с монохроматическим пучком, характерным для электронного пучка из классического ускорителя. Более того, отметим несколько меньший ореол поглощения для лазерно-ускоренных электронов, который вероятно может быть еще несколько уменьшен с использованием системы магнитной фокусировки, что пока не входит в нашу расчетную модель. Стрелками на рис. 7 отмечены оси электронных пучков. Границы пучков выделены точечными линиями, позволяющими четко видеть сохраняющуюся ширину пучков вплоть до области их геометрического перекрытия вблизи целевой области, что иллюстрирует малость эффекта рассеяния высокоэнергетических частиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом, проведенное в работе исследование хотя и не обладает достаточной полнотой техни-

ческой реализации, показывает перспективность разработки метода лазерно-электронной радиотерапии на основе режима релятивистского самозахвата интенсивного светового импульса. Оно обосновывает возможность использования уже имеющихся коммерческих фемтосекундных лазеров [22, 23], что облегчает задачу перехода от расчетно-теоретического этапа разработки новой радиационно-терапевтической методики к его экспериментальному и технологическому продолжениям.

Развитие метода лазерно-электронной радиотерапии глубоко расположенных областей имеет объективные предпосылки, уже обладая рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами, число которых может увеличиваться по мере накопления новых данных. Так, по сравнению с адронной терапией, важными преимуществами использования лазерного метода является компактность установки, ее гораздо более низкая и постоянно уменьшающаяся цена, а также отмеченная выше возможность использования существующих коммерческих лазеров. Стоит отметить, что и по сравнению с традиционными электронными ускорителями на энергии частиц, обеспечивающие глубокую радиотерапию, 100–250 МэВ, эти преимущества также сохраняются. Промониторированная фокусируемость многоэнергетического электронного пучка квадрупольными магнитными линзами [8, 24] свидетельствует о возможности определенной ло-

кализации поглощенной дозы для лазерно-ускоренных электронов, что вероятно могло бы конкурировать с брэгговским пиком протонов/ионов. Схема типа паук распараллеливания лазерного луча позволит вести одновременное обслуживание нескольких терапевтических помещений, уменьшая время занятости лучевой установки на один сеанс, что с практической точки зрения невозможно для пучков заряженных частиц. Ряд физических процессов, сопровождающих распространение электронного сгустка ВНЕЕ в ткани, также протекает с некоторым преимуществом: достаточно малое рассеяние в воздухе и биотканях, определяемая фактором E^{-2} , слабая чувствительность к неоднородностям (участки костной ткани) [25], дозиметрическое преимущество перед классическими источниками, связанное с несколько меньшим поражением здоровых тканей при сохранении терапевтического эффекта в пораженной области, что отмечалось в целом ряде работ по дозиметрии для ВНЕЕ-сгустков короткой длительности. Наконец, отметим, что гарантированность FLASH-эффекта с лазерным источником, обеспечивающим скорость вложения дозы на порядки большую, чем до сих пор рассматриваемые с использованием традиционных источников, может влиять на стадию химических превращений в клетках. Последнее не исключает возможность усиления позитивных проявлений от FLASH эффекта, хотя и требует целенаправленного изучения.

В качестве заключительного замечания, обратим внимание на еще один возможный вариант лазерной FLASH-радиотерапии. Дело в том, что, помимо ВНЕЕ, лазерный источник электронов дает значительно большее число электронов, ускоренных до умеренных энергий, 5–20 МэВ, тормозное излучение которых может давать рекордно большие потоки фотонов терапевтических энергий [26]. Оценка перспектив такого метода в сравнении с традиционной гамма-терапией будет интересной и важной задачей.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2021-1361).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tajima T., Dawson J.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267>
2. *Kainz K.K., Hogstrom K.R., Antolak J.A., Almond P.R., Bloch C.D., Chiu C., Fomytskyi M., Raischel F., Downer M., Tajima T.* // Med. Phys. 2004. V. 31. P. 2053. <https://doi.org/10.1118/1.1690194>
3. *Chiu C., Fomytskyi M., Grigsby F., Raischel F.* // Med. Phys. 2004. V. 31. P. 2042. <https://doi.org/10.1118/1.1739301>
4. *Glinec Y., Faure J., Malka V., Fuchs T., Szymanowski H., Oelfke U.* // Med. Phys. 2006. V. 33. P. 155. <https://doi.org/10.1118/1.2140115>
5. *Nakajima K., Yuan J., Chen L., Sheng Zh.* // Appl. Sci. 2015. V. 5. P. 1. <https://doi.org/10.3390/app5010001>
6. *Schuller A., Heinrich S., Fouillade Ch., Subiel A., De Marzi L., Romano F., Peier P., Trachsel M., Fleta C., Kranzgerh R., Caresana M., Salvador S., Busold S., Schönfeld A., McEwen M., Gomez F., Solc J., Bailat C. et al.* // Physica Medica. 2020. V. 80. P. 134. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2020.09.020>
7. *Labate L., Palla D., Panetta D., Avella F., Baffigi F., Brandi F., Di Martino F., Fulgentini L., Giulietti A., Koster P., Terzani D., Tomassini P., Traino C., Gizzi L.A.* // Sci. Rep. 2020. V. 10. P. 17307. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-74256-w>
8. *Svendsen K., Guenot D., Svensson J.B., Petersson K., Persson A., Lundh O.* // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 5844. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-85451-8>
9. *Polanek R., Hafz N.A.M., Lecz Zs., Papp D., Kamperidis C., Brunner Sz., Szabo E.R., Tokes T., Hideghety K.* // Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A. 2021. V. 987. P. 164841. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164841>
10. *Favaudon V., Caplier L., Monceau V., Pouzoulet F., Sayarath M., Fouillade Ch., Poupon M., Brito I., Hupe Ph., Bourhis J., Hall J., Fontaine J.-J., Vozenin M.-C.* // Sci. Transl. Med. 2014. V. 6. P. 245ra93. <https://doi.org/10.1126/scitranslmed.3008973>
11. *Berry R.J., Hall E.J., Forster D.W., Storr T.H., Goodman M.J.* // Br. J. Radiol. 1969. V. 42. P. 102. <https://doi.org/10.1259/0007-1285-42-494-102>
12. *Bychenkov V.Yu., Lobok M., Kovalev V.F., Brantov A.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 124004. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab5142>
13. *Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 12310. <https://doi.org/10.1063/1.5125968>
14. *Быченков В.Ю., Лобок М.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 650. <https://doi.org/10.1134/S0021364021220069>
15. *Таланов В.И.* // Известия вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. С. 564.
16. *Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 479. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.479>
17. *Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В.* // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1537.
18. *Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu.* // Phys. Rev. E. 2019. V. 99. P. 043201. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.99.043201>
19. *Быченков В.Ю., Ковалев В.Ф.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63. С. 1. <https://doi.org/10.1007/s11141-021-10093-9>
20. *Lobok M.G., Andriyash I.A., Vais O.E., Malka V., Bychenkov V.Yu.* // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. L053201. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.104.L053201>

21. *Ronga M.G., Cavallone M., Patriarca A., Leite A.M., Loap P., Favaudon V., Crehange G., De Marzi L.* // *Cancers*. 2021. Т. 13. С. 4942.
<https://doi.org/10.3390/cancers13194942>
22. <https://amplitude-laser.com/products/femtosecond-lasers/pulsar-tw/>.
23. <https://www.thalesgroup.com/en/world-wide/group/market-specific-solutions-lasers-science-applications/terawatt-systems>.
24. *Whitmore L., Mackay R.I., van Herk M., Jones J.K., Jones R.M.* // *Sci. Rep.* 2021. V. 11. P. 14013.
<https://doi.org/10.1038/s41598-021-93276-8>
25. *Lagzda A., Jones R.M., Angal-Kalinin D., Jones J., Aitkenhead A., Kirkby K., McKay R., van Herk M., Farabolini W., Zeeshan S.* // THPVA139. IPAC2017 Proc. Copenhagen. DK. P. 4791. ISBN 978-3-95450-182-3.
26. *Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu.* // *Phys. Plasmas*. 2020. V. 27. P. 123103.
<https://doi.org/10.1063/5.0028888>